H. E. J. G. Dubois
Strassburg
1887

MAGNETISCHE CIRCULARPOLARISATION
IN
COBALT UND NICKEL.

INAUGURAL-DISSERTATION

DER

MATHEMATISCHEN UND NATURWISSENSCHAFTLICHEN FACULTÄT

DER

KAISER-WILHELMS-UNIVERSITÄT STRASSBURG

ZUR

ERLANGUNG DER DOCTORWÜRDE

VORGELEGT

VON

H. E. J. G. DU BOIS
AUS HAAG.

MIT EINER TAFEL.

LEIPZIG,
DRUCK VON METZGER & WITTIG.
1887.

Inhalt.

	§§
Einleitung	1—2
Theoretischer Theil.	
Definitionen	3—4
Inductionstheorien	5—11
Dünne Hohlkugel	12—13
Unbegrenzte Platte	14—18
Experimenteller Theil.	
Herstellung der Schichten	19
Versuchsanordnung	20—21
Vorversuche	22—24
Maximaldrehung pro Längeneinheit	25—26
Drehungscurven	27
Discussion	28—29
Folgerungen.	
Theoretischer Ausdruck	30—32
Drehung in verschiedenen Substanzen	33—36
Schluss	37—39

Einleitung.

§ 1. Hr. Kundt hat gefunden, dass durchsichtige Schichten von Eisen, Cobalt und Nickel die Polarisationsebene des durchgehenden Lichtes stark drehen, wenn sie normal zu einem magnetischen Felde aufgestellt sind.[1])

Er hat sodann diese Drehung messend verfolgt und gefunden:

1) Dass sie für Eisen mit zunehmender Feldintensität wächst, jedoch in einem Felde von ca. 17000 C.-G.-S.-Einheiten ein Maximum erreicht.

2) Dass für Eisen die Maximaldrehung der Dicke der Schicht proportional sei.

Die Maximaldrehung pro Längeneinheit wird eingeführt als eine physikalische Constante, welche das magnetooptische Verhalten charakterisirt.

3) Dass Cobalt und Nickel sich qualitativ wie Eisen verhalten.

Weiter deutet er auf die Wichtigkeit hin, auch die Magnetisirung der Schichten, ebenso wie die Drehung, in ihrer Abhängigkeit von der Feldintensität zu bestimmen, um beurtheilen zu können, inwiefern eine Proportionalität zwischen beiden bestehe.

Zugleich betont er die Unmöglichkeit einer solchen experimentellen Bestimmung mit unseren gegenwärtigen magnetischen Messmethoden.

§ 2. Auf Anregung von Hrn. Prof. Kundt habe ich seine Messungen für Cobalt und Nickel nach derselben Methode wiederholt; dabei traten quantitative Unterschiede hervor, welche mich veranlassten, für die 3 Metalle die Magnetisirung auf theoretischem Wege zu ermitteln, um eine etwaige Proportionalität zwischen ihr und der Drehung festzustellen.

1) Kundt, Wied. Ann. **23.** p. 228. 1884 u. **27.** p. 191. 1886.

Im Folgenden schicke ich diese theoretischen Berechnungen voraus, um hiernach die experimentellen Resultate direct damit vergleichen zu können; am Schlusse füge ich einige Folgerungen hinzu, welche sich aus diesem Vergleiche ergeben.

Theoretischer Theil.

Definitionen.

§ 3. Wegen des Mangels an Uebereinstimmung in Betreff magnetischer Benennungen ist es nöthig, die Definitionen der später auftretenden Grössen hier vorhergehen zu lassen; ich werde bezeichnen mit:

$\mathfrak{J}$, Magnetisirung $[L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}]$[1]; magnetisches Moment pro Volumeneinheit; das Maximum ist mit $\mathfrak{J}_m$ bezeichnet. Im Falle lamellarer Magnetisirung gibt es ein:

Φ, Magnetisirungspotential[2] $[L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}]$; dessen partielle Derivirte nach jeder Richtung numerisch gleich der betreffenden Componente der Magnetisirung ist und dasselbe Vorzeichen hat.

$\mathfrak{H}$, magnetische Kraft $[L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}]$; gleich der Beschleunigung, welche dem „Einheitspole“ ertheilt wird, wenn er sich in einem unendlich dünnen, ebenen, luftleeren, zur Magnetisirungsrichtung parallelen Spalte befindet; unter dem „Einheitspole“ wird ein materieller Punkt verstanden, dessen Masse gleich Eins, und der mit der Menge Magnetismus + 1 behaftet ist. Die magnetische Kraft in der Luft werde ich auch Feldintensität nennen.

Es gibt immer ein:

V, magnetisches Potential $[L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}]$; dessen partielle Derivirte nach jeder Richtung numerisch gleich der betreffenden Componente der magnetischen Kraft ist und entgegengesetztes Vorzeichen hat.

$\mathfrak{B}$, magnetische Induction $[L^{-1/2} M^{1/2} T^{-1}]$; gleich der Beschleunigung, welche dem „Einheitspole“ ertheilt wird, wenn er sich in einem luftleeren zur Magnetisirungsrichtung senkrechten Spalte befindet.

1) Dimensionen im electromagnetischen System.
2) Maxwell, Treatise. 2. Ed. 2. § 412.

Die magnetische Induction in der Luft darf betrachtet werden als nach Richtung und Grösse mit der dortigen magnetischen Kraft zusammenfallend.

φ, Stärke $[L^{1/2} M^{1/2} T^{-1}]$, einer einfachen magnetischen Schale; gleich dem Producte aus der Magnetisirung in die Dicke.

$\varkappa$, magnetische Susceptibilität $[L^0 M^0 T^0]$; Quotient der Magnetisirung eines Körperelementes durch die sie inducirende totale magnetische Kraft.

μ, magnetische Permeabilität $[L^0 M^0 T^0]$;

$$\mu = 1 + 4\pi\varkappa.$$

ω, Verdet'sche Constante $[L^{-1/2} M^{-1/2} T]$; magnetische Drehung der Polarisationsebene pro Einheitsabnahme des magnetischen Potentials.

Ψ, Constante $[L^{-1/2} M^{-1/2} T]$; wird später definirt werden.

d, Dicke $[L M^0 T^0]$ von Platten, Schichten u. s. w.

λ, Wellenlänge $[L M^0 T^0]$ des Lichtes.

ε, Drehung $[L^0 M^0 T^0]$ der Polarisationsebene.

E, Maximaldrehung $[L^0 M^0 T^0]$ der Polarisationsebene.

δ, Drehung pro Längeneinheit $[L^{-1} M^0 T^0]$.

Δ, Maximaldrehung pro Längeneinheit $[L^{-1} M^0 T^0]$.

Die Grössen $\mathfrak{H}$, $\mathfrak{B}$, V sind mit den Indices a oder i versehen, je nachdem sie von äusseren magnetischen Massen herrühren oder von denjenigen des betrachteten Körpers selbst. Die Summe der beiden so angedeuteten Grössen erhält den Index t (total); so ist z. B.:

$$V_t = V_a + V_i.$$

§ 4. Temporäre Magnetisirung ist diejenige, welche während der Dauer der inductiven Einwirkung in einem Körper auftritt; residuelle[1]) diejenige, welche unmittelbar nach Aufhören derselben übrig bleibt. Ist das Verhältniss der letzteren zur ersteren in einem Körper grösser als in einem gleichgestalteten von anderem Material, so hat dieses kleinere Retentionsfähigkeit als das Material des ersten Körpers. Ist die Retentionsfähigkeit Null, so ist der Körper magne-

1) Benennung von Maxwell und Wiedemann; viele Autoren nennen erstere „total", und die Differenz der beiden „temporär".

tisch weich; bleibt dagegen die Magnetisirung von der Einwirkung magnetischer Kräfte völlig unbeeinflusst, so ist er magnetisch starr.

Für den Ausdruck „gerichtete Grösse“ habe ich häufig den kurzen Namen Vector benutzt. Wo der Sinn von Drehungen auszudrücken ist in Beziehung zu Vectoren werde ich das Weinstocksystem[1]) anwenden. Danach ist z. B. der Sinn der Drehung des Uhrzeigers positiv, wenn man ihn bezieht auf die Richtung vom Zifferblatt zum Werke.

Wofern nichts anderes hinzugefügt, sind alle Grössen ausgedrückt in der ihnen gleichdimensionellen C.-G.-S.-Einheit; auch namentlich die Scalen der Curven.

Sämmtliche mitgetheilten Daten, sowohl die von fremden Beobachtern als meine eigenen, beziehen sich auf mittlere Temperatur, worunter freilich alle Temperaturen zwischen 5^0 und 30^0 zu verstehen sind. Da die bezüglichen Temperaturcoëfficienten für die meisten magnetischen und optischen Constanten unbekannt sind, konnte ich die Reduction nicht durchführen. Auf so grosse Genauigkeit kommt es im Folgenden übrigens nicht an.

Mit „Drehung“ ist immer die einfache magnetische Drehung ε der Polarisationsebene gemeint, nicht die bei Umkehrung der erregenden magnetischen Kraft auftretende doppelte Drehung.

Inductionstheorien.

§ 5. Die Theorie der magnetischen Induction in homogenen, isotropen Körpern, so wie sie von Poisson aufgestellt, und von F. Neumann, Sir W. Thomson, Maxwell und anderen modificirt und erweitert ist, beruht auf zwei Annahmen:

1) Die Magnetisirung jedes Körperelementes hängt nur ab von der augenblicklich auf dasselbe wirkenden totalen magnetischen Kraft und fällt der Richtung nach mit ihr zusammen.

2) Beide Grössen sind proportional.

Diese Annahmen sind für alle Körper innerhalb der bis

1) Maxwell, Right- and left-handed relations in space; Treatise 2. Ed. 1. p. 24.

jetzt eingehaltenen Versuchsgrenzen richtig, mit Ausnahme von Eisen, Cobalt, Nickel und einigen ihrer Verbindungen, für welche die zweite Annahme sich als durchaus falsch erwiesen hat.

Ueber die 3 Metalle liegen Untersuchungen von Joule, Weber, J. Müller, G. Wiedemann, v. Quintus Icilius, Stoletow[1]), Rowland, Stefan[2]) und anderen vor. Es wird nicht überflüssig sein, die Resultate hier kurz zu resumiren.

§ 6. Wenn man die temporäre Magnetisirung $\mathfrak{J}$ als Function der totalen magnetischen Kraft $\mathfrak{H}_t$ graphisch darstellt, erhält man Curven, wie die in Fig. 1 strichpunktirten (untere Abscissenscala); sie zeigen für alle diese Metalle einen ähnlichen Verlauf und haben, selbst zwischen engen Grenzen, nichts gemein mit einer Geraden durch den Anfangspunkt, wie es Poisson voraussetzte; vielmehr sind sie zuerst gegen die Abscissenaxe convex, erreichen dann einen Wendepunkt und verlaufen weiter concav; sie streben einem Maximalwerthe zu (wahrscheinlich asymptotisch).

Weber und Maxwell haben für diese Curven aus hypothetischen Annahmen Gleichungen abgeleitet, welche den Beobachtungen nicht entsprechen.

§ 7. Weit mehr ist zu lesen aus den zuerst von Rowland gezeichneten Curven, welche die Susceptibilität $\varkappa$ als Function der Magnetisirung $\mathfrak{J}$ darstellen; in Fig. 1 sind sie punktirt aufgetragen (es gehört zu denselben die Scala welche auf der Hülfsabscissenaxe bei der Ordinate 300 angebracht ist). Die Susceptibilität steigt anfangs bis zu einem Maximum, welches dem Punkte entspricht, wo die zuerst erwähnten Curven von einer Geraden durch den Anfangspunkt tangirt werden; sodann nimmt sie ab und wird Null bei dem Maximalwerthe der Magnetisirung, d. h. sie schneidet dort die Ordinatenaxe.

Rowland und Stefan haben für diese Curven empirische Gleichungen aufgestellt, die den Beobachtungen ziemlich gut genügen; erstere ist transcendental und implicit,

1) Stoletow, Pogg. Ann. **146.** p. 439. 1872.
2) Stefan, Wien. Ber. **69,** 2. Abth. p. 203. 1874.

letztere enthält gebrochene Exponenten; beide benutzen vier Erfahrungsconstanten und sind für grössere Rechnungen unbequem. Bosanquet[1]) hat die Curven $\mu = \text{funct}(\mathfrak{B}_r)$, welche einen ganz ähnlichen Verlauf haben, wie die hier betrachteten, harmonisch analysirt; er stellt sie durch 3 bis 5 Glieder einer Fourier'schen Reihe dar. Einen einfachen analytischen Ausdruck gibt es demnach für keine der magnetischen Curven; es genügt aber deren graphische Darstellung.

§ 8. Das Maximum der temporären Magnetisirung hängt nur ab von der chemischen Zusammensetzung des Materials[2]) und in weit geringerem Maasse von der magnetischen Vorgeschichte des Körpers, worunter die Aufeinanderfolge der magnetischen Einflüsse zu verstehen ist, denen er ausgesetzt wurde.

§ 9. Die Susceptibilität ist in ihrem Verlaufe und namentlich in ihrem Maximum abhängig von der Zusammensetzung[2]), der magnetischen Vorgeschichte, und der Härte des Körpers.

§ 10. Die Retentionsfähigkeit ist durch dieselben Factoren bedingt; im allgemeinen ist für Körper von bestimmter Zusammensetzung das Maximum der Susceptibilität desto kleiner, je grösser die Retentionsfähigkeit.

§ 11. Nach alledem ist die Poisson'sche Theorie auf Eisen, Cobalt und Nickel nicht anwendbar. Kirchhoff[3]) hat dann die erste Annahme Poisson's beibehalten und statt der zweiten die experimentell gefundene Beziehung eingeführt. Seine Resultate gelten für homogene, isotrope Körper, deren Retentionsfähigkeit Null ist. Er hat zunächst folgende wichtige Bemerkung gemacht:

Für einen Körper von beliebiger Gestalt in einem magnetischen Felde von unendlich grosser Intensität fällt die Richtung der Magnetisirung überall mit der Feldrichtung zusammen, und ihr Werth ist der maximale.

Er hat weiter einige Gleichungen aufgestellt, welche blos

1) Bosanquet, Phil. Mag. (5) **19.** p. 80. 1885.

2) Wie oben bemerkt wird immer die Temperatur als constant vorausgesetzt.

3) Kirchhoff, Abhndl. p. 217; Crelle's Journal **48.** p. 69. 1853.

in wenigen Fällen anzuwenden sind.[1]) Man ersieht aus denselben, dass die inducirte Magnetisirung im allgemeinen weder lamellar noch solenoïdal ist, wie es bei der Annahme einer constanten Susceptibilität wohl der Fall sein würde.

Kirchhoff hat drei Specialfälle behandelt, worin die Grösse der Magnetisirung constant ist, nämlich: Ein Ellipsoid im homogenen Felde, für welches die Poisson-Neumann'schen Gleichungen unverändert bleiben. Einen unendlich langen Cylinder. Einen tangential magnetisirten Ring, dessen Querschnitt klein ist im Vergleich zum Durchmesser. Diesen drei Fällen reiht sich folgender vierte an:

Dünne Hohlkugel.

§ 12. Das Material soll homogen und isotrop sein und die Gestalt einer concentrischen Hohlkugel haben, deren Dicke d sehr klein ist gegen den Durchmesser.

Zunächst sei es magnetisch starr.

Die Magnetisirung sei „radial solenoïdal"; d. h. sie sei überall radial gerichtet, beispielsweise gegen das Centrum, und ihre Vertheilung sei eine solenoïdale. Da die conischen Solenoïdröhren in der als gering vorausgesetzten Dicke der Hohlkugel von Cylindern nur wenig verschieden sein werden, darf die Grösse der Magnetisirung als constant betrachtet werden. In Ermangelung einer besseren Bezeichnung werde ich die Vertheilung in der Kugelschale eine „radial gleichförmige" nennen, und ganz analog auch von einer „radial homogenen"[2]) Vertheilung magnetischer Kräfte reden.

Weiter ist die Magnetisirung lamellar, und die elementaren einfachen magnetischen Schalen sind alle concentrische Hohlkugeln.

Das magnetische Potential im äusseren Raum ist $V_i = 0$[3]), im inneren Raum $V_i = 4\pi\Phi$, wo $\Phi = \Im . d$ die Zunahme des

1) Kirchhoff's Resultate sind kurz resumirt in: Jamin et Bouty, Cours de physique 3. Ed. 4. 2e fasc. p. 307. 1885.

2) Da sich bei den deutschen Autoren letzteres Adjectiv zur Bezeichnung gewisser Felder eingebürgert hat.

3) Auf die hinzuzufügende Constante kommt es hier nicht an.

Magnetisirungspotentials von der äusseren bis zur inneren Kugelfläche ist.

Im Innern des Materials:

Nimmt V_i stetig nach aussen ab; die magnetische Kraft ist „radial homogen" vertheilt; ihre Grösse ist $\mathfrak{H}_i = -4\pi\mathfrak{J}$, ihre Richtung radial nach aussen zu; sie hat eine entmagnetisirende Tendenz. Die magnetische Induction ist:

$$\mathfrak{B}_i = -4\pi\mathfrak{J} + 4\pi\mathfrak{J} = 0.$$ [1])

§ 13. Es werde nun eine solche Hohlkugel aus magnetisch weichem Material magnetisirt von einem ihr concentrischen „radial solenoïdalen" Felde. Die Bedingungsgleichung für die solenoïdale Vertheilung eines magnetischen Feldes ist identisch mit der Laplace'schen Gleichung $[\nabla^2 V = 0]$ [2]) für sein Potential.

Letztere ist die nothwendige, nicht genügende Bedingung dafür, dass die Vertheilung thatsächlich existiren könne. Also ist das in unserem Falle gewünschte Feld gar nicht unmöglich zu realisiren; vielmehr lassen sich leicht Anordnungen angeben, die es uns verschaffen werden:

Mathematisch genügt ein Magnetpol im Centrum der Kugel; wirkt doch derselbe nach dem Coulomb'schen Gesetze.[3]) Ein solcher ist aber physikalisch eine Unmöglichkeit.

Zweckentsprechend wäre eine Vorrichtung wie der Electromagnetenstern einer Lontin'schen oder Zipernowsky'schen Dynamo; es wären unendlich viele Eisenkerne mit ihren gleichnamigen Polen auswärts nach allen Richtungen im Raume zu stellen. Auf die näheren Constructionsbedingungen eines solchen Systems einzugehen, wäre überflüssig.

Demnach ist das „radial solenoïdale" magnetische Feld realisirbar und kann in der geringen Ausdehnung der Kugelschale als „radial homogen" betrachtet werden[4]); seine Feldintensität sei dort $\mathfrak{H}_a$.

---

1) Sir W. Thomson, Pap. Electr. and Magn. p. 387.

2) ∇^2 bedeutet den Laplace'schen Operator.

3) Maxwell, Treatise 2. Ed. 1. p. 28.

4) Ganz analog betrachten wir für gewöhnlich die uns zur Verfügung stehende Region des irdischen Gravitationsfeldes als „radial homogen", während es streng genommen in seiner ganzen Ausdehnung „radial solenoïdal" ist.

Es gilt allgemein, auch bei veränderlicher Susceptibilität, folgender Satz:

Wenn ein Körper so gestaltet ist, dass in einer bestimmten Richtung eine (radial) gleichförmige Magnetisirung eine constante, ihr gleich gerichtete magnetische Kraft im Innern erzeugen würde, so inducirt ein äusseres, ebenso gerichtetes (radial) homogenes Feld eine der ersteren proportionale Magnetisirung in dem Körper.

Für diese Richtung bleibt dann die Gleichung gültig[1]):

$$\mathfrak{B}_t = \mathfrak{H}_t + 4\pi\mathfrak{J} = (1 + 4\pi\varkappa)\,\mathfrak{H}_t.$$

$$\mathfrak{B}_t = \mu \cdot \mathfrak{H}_t. \tag{1}$$

In Worten: die Permeabilität ist gleich dem Verhältniss der totalen magnetischen Induction zur totalen magnetischen Kraft.

In der weichen Hohlkugel wird eine ähnliche Magnetisirung inducirt, wie diejenige der in § 12 betrachteten starren Hohlkugel. Da für diese gefunden wurde $\mathfrak{B}_i = 0$, wird im Material der weichen Schale:

$$\mathfrak{B}_t = \mathfrak{B}_i + \mathfrak{B}_a = \mathfrak{B}_a = \mathfrak{H}_a,$$

was auch aus dem Princip von der Continuität des Inductionsflusses folgt.

Und wegen der Gleichung (1):

$$\mathfrak{J} = \varkappa \cdot \mathfrak{H}_t = \varkappa \cdot \frac{\mathfrak{B}_t}{\mu} = \frac{\varkappa}{\mu} \cdot \mathfrak{H}_a,$$

$$\mathfrak{J} = \frac{1}{4\pi + \frac{1}{\varkappa}} \mathfrak{H}_a \,. \tag{2}$$

Die empirische Beziehung zwischen $\mathfrak{J}$ und $\varkappa$ soll gegeben sein.

Damit ist das vorliegende Magnetisirungsproblem vollständig gelöst; die verschiedenen Potentiale und die anderen magnetischen Grössen ergeben sich leicht; ihre Kenntniss ist für den vorliegenden Zweck überflüssig.

Dasselbe gilt für eine Hohlkugel von unendlich grossem

---

1) Sie ist aber bei variabler Susceptibilität keine Vectorgleichung mehr (vgl. Maxwell, Treatise 2. Ed. 2. § 428).

Radius, d. h. für eine transversal magnetisirte ebene, unbegrenzte magnetisch weiche Platte von endlicher Dicke.

Ich füge hinzu, dass man dieses Resultat auf rein mathematischem Wege auch findet für ein unendlich abgeplattetes Sphäroïd und für eine einfache ebene Schale normal zum homogenen Felde. Diese Formen sind indessen weniger geeignet, um später einen Vergleich mit den untersuchten Metallschichten zu gestatten.

Unbegrenzte Platte.

§ 14. In Fig. 1 sind die temporären Magnetisirungsverhältnisse unbegrenzter magnetisch weicher Platten graphisch dargestellt.

Die Daten sind Rowland's Arbeiten entnommen, weil diese, namentlich für Cobalt und Nickel, die einzigen in allen Hinsichten für diesen Zweck anwendbaren sind. Er untersuchte die Magnetisirung geschlossener Ringe mittelst der Methode der Inductionsimpulse bei Stromänderung in der primären magnetisirenden Spirale. Eine (übrigens geringe) Fehlerquelle bildet nach G. Wiedemann die Annahme, dass der Ausschlag bei Stromumkehrung der doppelten ersten temporären Magnetisirung entspricht, wenn der Ring vorher nie magnetisch war. Ich habe blos die ersten mit solchen Ringen bei aufsteigenden Strömen erhaltenen Resultate benutzt, und zwar für:

Fe[1]); „Burden's best" Eisen; geschweisst und abgedreht; dann angelassen; chemische Zusammensetzung nicht angegeben.

Co[2]); Gusscobalt; geschmolzen und aus dem Regulus gedreht; enthielt Spuren von Eisen und Nickel; keinen Kohlenstoff; hart.

Ni[3]); Gussnickel; geschmolzen und aus dem Regulus gedreht; enthielt weder Eisen, Cobalt noch Kohlenstoff; weicher und zäh.

1) Rowland, Phil. Mag. (4) **46**. p. 151. 1873. table I.
2) Rowland, Phil. Mag. (4) **48**. p. 332. 1874. table IV.
3) Rowland, Phil. Mag. (4) **48**. p. 327. 1874. table I.

Die beiden letzteren hatten vielleicht Verunreinigungen aus dem Schmelztiegel absorbirt.

Rowland's Angaben (in m gr sec) sind natürlich auf C.-G.-S. reducirt worden.

§ 15. Die punktirten Curven (Fig. 1) stellen die Functionen (§ 7):

$$\varkappa = \text{Funct.}(\mathfrak{H})$$

für das betreffende Material dar. Es sind für Cobalt und Nickel die von Rowland angegebenen. In seiner ersten Abhandlung gibt er für Eisen die Relation $\mu = \text{Funct.}(\mathfrak{B}_i)$, welche einen ganz ähnlichen Verlauf hat, und woraus $\varkappa = \text{Funct.}(\mathfrak{H})$ sich leicht berechnen lässt; meine Umrechnung stimmt genau mit derjenigen, welche Stefan[1]) gegeben hat. Rowland ist bei Eisen, Nickel und Cobalt gegangen bis zu magnetisirenden Kräften von resp. 70, 110 und 150 C.-G.-S.; dabei ist die Magnetisirung von Eisen und Nickel ihrem Maximum schon sehr nahe; diejenige von Cobalt ist etwas weiter davon entfernt. Die Beobachtungen geben also die Curve bis zu einem Punkte, der sehr nahe an der Ordinatenaxe liegt; da der letzte Theil der Curve nicht merklich von einer Geraden abweicht, so ist dieselbe bis an die Ordinatenaxe weiter gezogen, und ihr Schnittpunkt ergibt die Maximalmagnetisirung. Ein ähnliches Verfahren ist analytisch von Rowland und Stefan mittelst ihrer empirischen Gleichungen durchgeführt; nach der Bemerkung (§ 7) habe ich den graphischen Weg auf grossem Maassstabe vorgezogen.

Nach einer Kritik von Fromme[2]) soll die Curve ganz zuletzt noch convex gegen die Ordinatenaxe verlaufen und die Maximalmagnetisirung dadurch grösser ausfallen; er leitet dies aus seinen Versuchen mit Eisenstäben[3]) ab; dieselben lassen sich jedoch nicht beurtheilen.

Jedenfalls gibt das Rowland'sche Verfahren einen sehr nahe richtigen Werth, und ist dasselbe gerechtfertigt, da man die Maximalmagnetisirung selbst nie erreichen kann.

1) Stefan, Tab. a) „Burden's best" Eisen. Wien. Ber. **69.** 2. Abth. p. 203. 1874.

2) Fromme, Wied. Ann. **13.** p. 695. 1881.

3) Fromme, Pogg. Ann. **152.** p. 633. 1874.

§ 16. Die strichpunktirten Curven (Fig. 1, untere Abscissenscala) stellen die Functionen:

$$\mathfrak{J} = \text{Funct.}(\mathfrak{H}_a) = \varkappa . \mathfrak{H}_i$$

dar (§ 6), für die longitudinale Magnetisirung einer unbegrenzten Platte; auch für die Magnetisirung unendlich langer Stäbe und geschlossener Ringe.

§ 17. Die ausgezogenen Curven (Fig. 1, obere Abscissenscala) sind die Functionen:

$$\mathfrak{J} = \text{Funct.}(\mathfrak{H}_a)$$

für die transversale Magnetisirung unbegrenzter Platten. (Einer und derselben Abscisse entspricht für diese Curven eine 200 mal grössere Feldintensität wie für die zuletzt erwähnten.) Ihre Gleichung ist (2) (§ 13):

$$\mathfrak{J} = \frac{1}{4\pi + \frac{1}{\varkappa}} \mathfrak{H}_a .$$

Ihr Verlauf ist ein charakteristischer. Solange $\varkappa$ gross ist im Vergleich zu $1/4\pi$, etwa $\varkappa > 4$, weichen sie unmerklich wenig von einer Geraden ab, deren Richtungsconstante $1/4\pi$ ist. Die Plattengestalt ist das einzig wesentlich bedingende, und der Einfluss des Materials fällt dabei fast ganz weg; die Gerade ist dieselbe für Eisen, Cobalt und Nickel.

Es lässt sich leicht zeigen, dass die Curven einen Wendepunkt haben für denselben Werth von $\mathfrak{J}$, für welchen auch die vorher beschriebenen einen solchen zeigen; er hebt sich jedoch so schwach hervor, dass er nur in einer sehr grossen Zeichnung sichtbar werden würde.

Für $\varkappa = 0$ erreicht $\mathfrak{J}$ seinen Maximalwerth; die Curven haben dieselben der Abscissenaxe parallelen Asymptoten, wie die strichpunktirten Curven. Zwischen $\varkappa =$ ca. 4 und $\varkappa = 0$ biegt sich die Curve herum; die Krümmung ist desto stärker, je steiler die Susceptibilitätscurve gegen die Ordinatenaxe abfällt; sie ist z. B. bei Eisen sehr viel stärker wie bei Cobalt. Für ein und dasselbe Material ist sie desto stärker, je grösser das Maximum der Susceptibilität ist, also cet. par. je geringer die Retentionsfähigkeit (§ 10).

Den Schnittpunkt der Geraden $\mathfrak{J} = \mathfrak{H}_a/4\pi$ und der Asymptote $\mathfrak{J} =$ const. werde ich den Biegepunkt nennen;

seine Abscisse ist $4\pi\mathfrak{J}_m$. Er ist charakteristisch für das betreffende Metall; seine Coordinaten sind für:

	„Burden's best" Eisen.	Guss-cobalt.	Guss-nickel.	
$\mathfrak{J}_m$	1390	880	494	C.-G.-S.
$\mathfrak{H}_a$	17440	11060	6200	C.-G.-S.

Die Lage des Biegepunktes wird nur noch beeinflusst von der chemischen Zusammensetzung, und zwar von dieser sehr stark, und in geringerem Maasse von der magnetischen Vorgeschichte (§ 8).

§ 18. Stäbe erreichen bekanntlich einen bestimmten der Einheit nahen Bruchtheil ihrer Maximalmagnetisirung erst bei desto grösserer äusserer Feldintensität, je kürzer sie sind. Wie ersichtlich erreichen unbegrenzte Platten, welche als unendlich kurze Stäbe betrachtet werden müssen, einen solchen Bruchtheil bei Feldintensitäten, welche diejenigen hunderte Male übertreffen, bei denen ein unendlich langer Stab dieselbe Magnetisirung erreicht haben würde.

Experimenteller Theil.

Herstellung der Schichten.

§ 19. Die Metallschichten wurden galvanoplastisch auf ca. 0,15 cm dickes Glas niedergeschlagen, auf welches eine spiegelnde Schicht Platin eingebrannt war, und zwar wurde solches gewählt, dessen Platinschicht möglichst dick und gleichmässig war. Dennoch zeigte dieses Material solche Verschiedenheiten der Beschaffenheit, dass blos für ein und dasselbe Stück die günstigsten Herstellungsbedingungen festgestellt werden konnten. Ich beschränke mich daher auf einige allgemeine Angaben:

Das Nickelbad war eine Lösung von citronensaurem Nickel $((C_6H_5O_7)_2Ni_3)$ mit Nickelanode. Das Cobaltbad eine Lösung von Roseocobaltchlorid (Cobaltpentaminchlorid, $Co(NH_3)_5Cl_3 + H_2O$) mit Platinanode.

Vor der Electrolyse wurden die Platingläser (ca. 2×5 cm gross) der Reihe nach in Alkohol, Kalilauge, verdünnter Salzsäure und Wasser gewaschen; nachher in Wasser und reinem

absoluten Alkohol. Trocknete man sie dann durch Abträufeln über einer erhitzten Platte, so blieben die Metallschichten schön spiegelnd.

Die Stromdichte wurde auf 2 bis 4 Milliampère pro Quadratcentimeter regulirt. Es trat immer eine, wenn auch geringe, Gasentwickelung auf; durch Vibriren der Kathode wurden die sonst anhaftenden Gasbläschen losgelöst.

Die chemische Zusammensetzung der Schichten wurde nicht untersucht; indessen ist zu vermuthen, dass die Metalle ziemlich rein waren, obwohl das Nickel kaum cobaltfrei und das Cobalt kaum nickelfrei gewesen sein mag.

Unter einer Chlorcalciumglocke konnten die Schichten Monate lang unoxydirt erhalten bleiben.

Mittelst ca. 50procentiger Salpetersäure kann das Cobalt und das Nickel wieder abgeätzt werden; alles Platin bleibt am Glase haften, nimmt aber einen zweiten galvanoplastischen Ueberzug nicht oder nur sehr schlecht an. Will man auch das Platin von einer Stelle entfernen, so taucht man sie während 2 Secunden in Flusssäure und wäscht sofort in Kalilauge ab; das Glas wird in der kurzen Zeit noch nicht merklich angegriffen.

Die Durchsichtigkeit der Metalle nimmt ab in der Reihenfolge: Eisen, Cobalt, Nickel.

Versuchsanordnung.

§ 20. Optischer Theil. Als Lichtquelle wurde meistens Sonnenlicht, häufig auch eine Serrin-Suisse'sche Bogenlampe benutzt, deren Licht durch eine Linse parallel gemacht wurde, sodann ein Nicol, resp. einen Lippich'schen Halbschattenpolarisator (nach v. Helmholtz[1]) durchsetzte, endlich durch den Electromagnet und die untersuchte Schicht, resp. Glasplatte das analysirende Nicol traf.

Letzteres war drehbar in einem Soleil'schen Kreise mit vorzüglicher Theilung, dessen Nonius 4 Minuten angab, jedoch auf 1 Minute geschätzt wurde. Es wurde durch ein ca. dreimal vergrösserndes Fernrohr beobachtet, welches ein-

1) Koepsel, Wied. Ann. 26. p. 458. 1885.

gestellt wurde auf die Halbschattenvorrichtung, resp. auf die Metallschicht; als Beobachtungsstelle auf der letzteren wurden ca. 0,04 qcm grosse, möglichst gleichmässige Stellen gewählt, welche durch die kleine Oeffnung eines aufgeklebten Diaphragmas fixirt waren.

Wegen der geringen Durchsichtigkeit der Schichten konnte für sie von einer genaueren Messung nach der Halbschattenmethode keine Rede sein; es wurde daher das Polarisationsazimuth des durch die Metalle gegangenen Lichtes durch Auslöschung bestimmt. Man erhält nie völlige Extinction. Bei unerregtem Electromagnet liegt dies an Unvollkommenheiten der Nicols. Bei erregtem Electromagnet ist die Extinction merklich schlechter; dies kann herrühren von: 1. kleinen Löchern in der Schicht, 2. ungleicher Dicke der Schicht, 3. noch auftretender Dispersion. Ob dabei noch elliptische Polarisation auftritt, mag dahingestellt bleiben. Dies würde der Fall sein, wenn die beiden circularpolarisirten Strahlen in ungleichem Verhältniss absorbirt würden.

Für jede Azimuthbestimmung wurden 10 Einstellungen gemacht, welche oft erhebliche Abweichungen zeigten, namentlich bei den dickeren Schichten. Vor den Polarisator wurde ein dünnes rothes Glas aufgestellt.

Soweit Drehungen in Glas zu bestimmen waren, wurde die Messung mit dem Halbschattenapparat ausgeführt; bei Benutzung von Sonnenlicht wurden die beiden Hauptschnitte $1{,}5^0$ gegeneinander geneigt.

Die Genauigkeit war bei letzteren Messungen nur durch diejenige des Theilkreises beschränkt; eine einzige Einstellung genügte.

Mit dem dünnen vorgestellten rothen Glase trat noch starke Rotationsdispersion auf; es musste daher ein dickeres benutzt werden, welches anscheinend dieselbe Farbe hatte. In diesem Falle war die Drehung um 8 Proc. geringer als mit dem dünnen Glase und einem Argand-Brenner als Lichtquelle. Im Folgenden verstehe ich unter „rothem Lichte“ dasjenige, welches ein bestimmtes dünnes rothes Glas durchsetzt hatte und von einer so schwachen weissen Lichtquelle herstammte, dass sich keine merkliche Rotationsdispersion

mehr zeigte; wo nöthig, sind die Messungen reducirt auf diese Farbe, deren Wellenlänge ich unten angeben werde.

§ 21. Magnetischer Theil. Benutzt wurde ein grosser verticaler Electromagnet, dessen Rollenwiderstand ca. 3,5 Ohm betrug. Die spitzen Polstücke standen einander auf 0,5 cm Abstand gegenüber und waren in 0,4 cm lichter Weite durchbohrt. Der Electromagnet war bei einem noch mit Bunsen'schen Elementen zu erhaltenden Strome von 3,5 Ampère schon nahezu „gesättigt"; die Feldintensität betrug dabei ca. 14000 C.-G.-S. Mittelst eines Dynamostromes von 14 Amp. konnten dann noch Messungen in einem Felde von 17000 C.-G.-S.-Einheiten vorgenommen werden.

Die Feldintensitäten wurden, wie gewöhnlich, gemessen durch die Drehung in einer bestimmten etalonnirten Glasplatte. Diese und das Glasstück mit der Metallschicht waren auf einem zur optischen Axe des Apparates senkrechten verschiebbaren Schlitten befestigt; ihre Einstellung normal zur Axe geschah nach Augenmaass. Eine Schiefstellung bis zu 3^0 hatte übrigens auf die Drehung in der Metallschicht einen vernachlässigbaren Einfluss, wie ich mich durch den Versuch überzeugte. Vor den eigentlichen Messungen waren die Metallschichten schon des öfteren hin und her magnetisirt worden. Es wurde immer die doppelte Drehung bei Umkehrung des Stromes im Electromagnet bestimmt.

Für jede Metallschicht wurde das Verhältniss der Drehung in dem sie tragenden Glasstück zu derjenigen in der Etalonglasplatte in einem möglichst starken Felde bestimmt; es konnte dann für jedes beliebige Feld die erforderliche Correction wegen der Drehung im Glase subtrahirt werden.

Vorversuche.

§ 22. Das Spectrum des benutzten „rothen Lichtes" lag nahezu gerade zwischen den Linien $Li.\alpha$ und D; die Stelle der grössten Helligkeit entsprach der Wellenlänge:

$$\lambda = 6{,}44 \,.\, 10^{-5}\,\text{cm},$$

wie durch Interpolation gefunden wurde; auf diese Wellenlänge beziehen sich alle Resultate.

Die Drehung für rothes Licht in der Etalonglasplatte wurde direct in einem und demselben magnetischen Felde verglichen mit derjenigen in einer 0,666 cm dicken Wasserschicht für Natriumlicht. Letztere betrug (selbstverständlich nach Abzug der Drehung in den Gefässwänden) 129,4 Min. Hr. Arons fand die Verdet'sche Constante des Wassers für Natriumlicht bei 19° gleich 0,01300 Minuten pro Einheitsabnahme des magnetischen Potentials.[1]) Die benutzte Feldintensität war demnach:

$$\frac{129{,}4}{0{,}666 \,.\, 0{,}01300} = 14900 \text{ C.-G.-S.}$$

Dabei war die Drehung im Glase 92,7 Minuten; 1 Minute Drehung entspricht also in der benutzten Glasplatte für das rothe Licht eine Feldintensität von 161 C.-G.-S.-Einheiten. Mittelst dieses Factors sind die später angegebenen Feldintensitäten berechnet.

§ 23. Auf galvanoplastischem Wege erhaltenes Eisen, Cobalt und Nickel hat bekanntlich eine erhebliche Retentionsfähigkeit. Ich habe versucht, ob in einer Cobaltschicht, welche 4 Wochen unberührt geblieben war, also wohl alle Magnetisirung verloren hatte, eine merkliche residuelle Drehung aufträte, welche einer residuellen Magnetisirung entspräche.

Es müsste dann die vorher bestimmte Nullpunktseinstellung durch eine einseitige Magnetisirung geändert werden, also nachher verschoben scheinen. Wegen der überhaupt eintretenden uncontrolirbaren Nullpunktsverschiebungen habe ich eine solche residuelle Drehung nicht mit Sicherheit constatiren können; jedenfalls ist sie nicht grösser als etwa 5 Proc. der temporären Drehung.

Dies ist übrigens von vornherein zu erwarten, denn obwohl die Retentionsfähigkeit vermuthlich eine erhebliche ist, so tritt auch sofort nach Aufhören der äusseren Einwirkung eine magnetische Kraft $\mathfrak{H}_i = -4\pi\mathfrak{J}$ auf (§ 12), welche stark entmagnetisirend wirkt. Und es sind beide Factoren, Reten-

1) Arons, Wied. Ann. **24.** p. 180. 1885.

tionsfähigkeit und entmagnetisirende Kraft, welche die residuelle Magnetisirung bestimmen.

Ebensowenig konnte ich sicher nachweisen, dass die doppelte Drehung bei der ersten Stromcommutation verschieden sei von derjenigen, welche nach 10 Commutationen gemessen wurde.

Man macht also keinen erheblichen Fehler, wenn man die von Rowland mit ganz frischem Material erhaltenen Resultate auf die Schichten anwendet, welche schon einer Reihe magnetischer Einflüsse ausgesetzt worden waren.

§ 24. Die Drehung in einer grösseren Cobaltschicht wurde in einem Felde von ca. 8000 C.-G.-S. gleich 53,2 Minuten gefunden. Es wurde dann das Cobalt mit Salpetersäure weggeätzt bis auf eine kleine runde Stelle von ca. 0,3 cm Durchmesser, welche die beobachtete Stelle im Diaphragma gerade bedeckte. Nun erwies sich in genau demselben Felde die Drehung gleich 54,2 Minuten; die Differenz ist kleiner, als der wahrscheinliche Beobachtungsfehler, die Drehung ist also durch die Abätzung der nahen Cobalttheile nicht merklich geändert worden.

Da das magnetische Feld sicher im Umfange von 1 cm als homogen betrachtet werden darf und darüber hinaus langsam abnimmt, so beweist der Versuch:

Die nahe umliegenden, stark magnetischen Metalltheile haben auf die Drehung in einem kleinen begrenzten Stücke einer Metallschicht keinen merklichen Einfluss. Um so mehr werden etwaige weiter liegende magnetische Schichtenelemente auf dieselbe ohne Wirkung bleiben. Es folgt:

Die beobachtete Drehung in den benutzten Metallschichten ist derjenigen gleichzusetzen, welche stattfinden würde in einer unbegrenzten ebenen weichen Schicht von gleicher Dicke in einem zu dieser normalen homogenen Felde von derselben Intensität, wie das benutzte an der Beobachtungsstelle hatte.

Maximaldrehung pro Längeneinheit.

§ 25. Für elf möglichst gleichmässige, ca. 8 qcm grosse Schichten wurden die Drehungen an fünf verschiedenen Stellen

bei einer Feldintensität von 17000 C.-G.-S. bestimmt, wobei sie ihrem Maximalwerthe schon ausserordentlich nahe sind (§ 27). Es zeigten die 5 Werthe bei manchen Schichten bedeutende Abweichungen wegen der unvermeidlichen Ungleichmässigkeit der Dicke; ihr Mittel darf jedoch betrachtet werden als die zugehörige Drehung zu der durch Wägung erhaltenen mittleren Dicke der Schicht.

Einigermassen genaue Beobachtungen lassen sich nur anstellen bei Schichten, welche dünner sind als:

Nickel: $1{,}0 \cdot 10^{-5}$ cm (Maximaldrehung 55′),
Cobalt: $1{,}2 \cdot 10^{-5}$ „ („ 150′),
Eisen[1]): $2{,}1 \cdot 10^{-5}$ „ („ 250′).

Bei Eisen können noch Drehungen bis zu 6° bei hellstem Sonnenlichte constatirt werden.[1])

Die Wägung geschah in der Weise, dass nach den optischen Beobachtungen auf zwei Wagen der Gewichtsverlust bestimmt wurde, welcher durch Abätzen der Metallschicht entstand. Die Gewichtsverluste variirten zwischen 0,2 und 0,7 mg; die Unterschiede der 2 Bestimmungen waren trotz aller Vorsichtsmaassregeln zwischen 5 und 25 Proc.

Als specifische Gewichte wurden angenommen: für Cobalt 8,6; für Nickel 8,9.

In den Tabellen 1 und 2 ist in der zweiten Columne die Dicke d angegeben; in der dritten die mittlere Maximaldrehung E, in der vierten die Maximaldrehung pro Längeneinheit Δ; überflüssige Decimalstellen sind weggelassen.

Tabelle 1. (Cobalt).

Nr.	d cm	E Minuten	Δ Min. pro cm.
1	$0{,}358 \cdot 10^{-5}$	44,8′	$125 \cdot 10^5$
2	0,610 „	53,8	89 „
3	0,659 „	91,1	138 „
4	0,736 „	82,3	113 „
5	0,890 „	112,3	126 „
6	1,238 „	148,8	120 „
			$119 \cdot 10^5$

1) Kundt, Wied. Ann. 27. p. 195. 1886.

Tabelle 2. (Nickel).

Nr.	d cm	E Minuten	Δ Min. pro cm
1	$0{,}326 \cdot 10^{-5}$	20,6′	$63 \cdot 10^5$
2	0,591 „	41,9	71 „
3	0,700 „	32,9	47 „
4	0,897 „	38,4	43 „
5	1,019 „	55,6	55 „
			$54 \cdot 10^5$

§ 26. Die Werthe von Δ weichen natürlich stark voneinander ab, und zwar zeigt in beiden Tabellen Nr. 2 die grösste Abweichung; es war der betreffende Gewichtsverlust auch nur ca. 0,4 mg.

Indem den Zahlen Werthe beigelegt wurden, welche den Dicken proportional waren, ergab sich die zu unterst stehende Zahl als die wahrscheinlichste; dieselbe weicht vom arithmetischen Mittel fast nicht ab, und zwar für Cobalt (arithmetisches Mittel 117) und Nickel (arithmetisches Mittel 55,5) in entgegengesetztem Sinne; dies beweist, dass eine gesetzmässige Zu- oder Abnahme von Δ mit der Dicke nicht stattfindet.

Es gilt demnach auch für Cobalt und Nickel der Satz:

I. In Metallschichten ist die magnetische Maximaldrehung der Polarisationsebene des durchgehenden Lichtes der Dicke proportional.

Die Maximaldrehung pro Längeneinheit ist für rothes Licht in

Nickel: $\Delta = 89\,000^0$ pro Centimeter,
Cobalt: $\Delta = 198\,000^0$ „ „ ,
Eisen[1]): $\Delta = 209\,000^0$ „ „ .

In Zinnoberkrystallen beträgt die natürliche Drehung für die äusserste ultraviolette Cadmiumlinie wahrscheinlich nicht viel weniger als 35000^0 pro Centimeter[2]); sie ist mit der magnetischen Maximaldrehung für rothes Licht in Nickel vergleichbar.

1) Kundt, Wied. Ann. 27. p. 197. 1886.

2) Groth, Physikalische Krystallographie. p. 387. 1885, gibt für diese Linie im Quarz den Werth 2360^0 pro Centimeter, und nach Des Cloizeaux dreht Zinnober 15 mal stärker als Quarz (ebenda p. 382).

Drehungscurven.

§ 27. Für 3 Cobalt- und 3 Nickelschichten wurde die Abhängigkeit der Drehung von der Feldintensität bestimmt; sie wurde dazu in sieben verschiedenen Feldern gemessen; jedesmal wurde vorher und nachher die Feldintensität bestimmt, um den Einfluss etwaiger Stromänderungen zu eliminiren. Die einzelnen Einstellungen zeigten erhebliche Unterschiede; jedoch glaube ich, der aus den Beobachtungsreihen als Mittel entnommenen einfachen Drehung sicher zu sein auf 2 bis 4 Minuten, je nach der Dicke der Schicht.

Die Tabellen 3 und 4 geben die Endresultate. Die zweite Columne enthält die Feldintensität $\mathfrak{H}_a$, die dritte die zugehörige Transversalmagnetisirung $\mathfrak{J}$ einer unbegrenzten Platte des betreffenden Metalles, welche den ausgezogenen Curven der Fig. 1 entnommen ist und für das von Rowland untersuchte Material gilt, dessen chemische Zusammensetzung (§ 14) angegeben ist.

In der vierten Columne sind die beobachteten Drehungen ε verzeichnet, welche nach § 24 denjenigen in der unbegrenzten Schicht gleich sind. Das Verhältniss $\varepsilon/\mathfrak{J}$ ergibt sich nun als nahezu constant; die Uebereinstimmung lässt sich graphisch am besten übersehen, und es wurde daher die Curve ermittelt, deren Ordinaten denjenigen der Magnetisirungscurve proportional sind, und welche den Beobachtungen am besten entspricht. Da, wie schon bemerkt, die Gleichung der letzteren Curve unbekannt ist, musste dies in der Weise geschehen, dass erst der Quotient $\varepsilon/\mathfrak{J}$ berechnet wurde; jedem Quotienten wurde dann ein der entsprechenden Drehung proportionaler Werth beigelegt, und so der wahrscheinlichste Quotient ermittelt; durch Multiplication der Magnetisirung $\mathfrak{J}$ mit diesem Werthe wurde die gesuchte Curve erhalten.

Ihre Ordinaten, die berechneten Drehungen ε, findet man in der fünften Columne, und die Differenzen gegen die beobachteten in der sechsten.

Tab. 3 ist in Fig. 3, Tab. 4 in Fig. 4 graphisch aufgetragen; die punktirten Linien stellen die berechneten Werthe dar; es ist zu bemerken, dass die Abscisse des

„Biegepunktes“ immer dieselbe bleibt, da die proportionalen Aenderungen der Ordinaten auf sie keinen Einfluss haben.

Die beobachteten Punkte sind in üblicher Weise durch gerade Linien verbunden; selbstverständlich verdienen bei einer Beurtheilung des Curvenverlaufs nicht diese letzteren Beachtung, sondern die Punkte.

Tabelle 3. (Cobalt).

Nr.	$\mathfrak{H}_a$ C.-G.-S.	$\mathfrak{J}$ C.-G.-S.	ε beobachtet	ε berechnet	Differenz
			Co I		
1	2110	169	5,6′	3,3′	−2,3′
2	4190	334	5,6	6,6	+1,0
3	6170	490	9,4	9,6	+0,2
4	8070	652	12,6	12,8	+0,2
5	10200	777	14,9	15,3	+0,4
6	13200	860	14,6	17,0	+2,4
7	17000	871	16,4	17,1	+0,7
	∞	880	—	17,3	—
			Co II		
1	2330	186	8,9′	10,4′	+1,5′
2	4870	388	21,4	21,3	−0,1
3	7580	596	35,1	32,8	−2,3
4	9230	711	36,9	39,1	+2,2
5	12000	846	43,8	46,5	+2,7
6	14700	867	48,6	47,6	−1,0
7	16900	871	50,0	47,9	−2,1
	∞	880	—	48,2	—
			Co III		
1	2030	161	17,7′	15,8′	−1,9′
2	4570	365	37,3	35,8	−1,5
3	6720	532	45,2	52,2	+7,0
4	8620	671	65,0	65,9	+0,9
5	11300	830	77,5	81,4	+3,9
6	13700	864	89,4	84,8	−4,6
7	17100	871	88,3	85,4	−2,9
	∞	880	—	86,3	—

Tabelle 4. (Nickel).

			Ni I		
1	2290	182	8,2′	6,4′	−1,8′
2	4140	329	12,2	11,6	−0,6
3	7450	489	17,0	17,3	+0,3
4	9140	491	15,3	17,3	+2,0
5	12100	492	17,8	17,4	−0,4
6	14600	492	17,0	17,4	+0,4
7	16900	493	16,6	17,5	+0,9
	∞	494	—	17,5	—

Nr.	$\mathfrak{H}_a$ C.-G.-S.	$\mathfrak{J}$ C.-G.-S.	ε beobachtet	ε berechnet	Differenz
			Ni II		
1	2160	172	12,6′	9,8′	−2,8′
2	4100	326	18,7	18,6	−0,1
3	5550	436	23,0	24,9	+1,9
4	7290	488	24,9	27,8	+2,7
5	11600	492	27,8	28,1	+0,3
6	14600	492	28,7	28,1	−0,6
7	17100	493	29,3	28,2	−1,1
	∞	494	—	28,2	—
			Ni III		
1	1530	122	19,3′	13,0′	−6,3′
2	3560	282	35,7	30,1	−5,6
3	5390	425	47,1	45,4	−1,7
4	7870	490	47,2	52,3	+5,1
5	10400	492	49,6	52,4	+2,8
6	13400	492	46,3	52,5	+6,2
7	17200	493	47,0	52,6	+5,6
	∞	494	—	52,7	—

Discussion.

§ 28. Eine Betrachtung der Tabellen und Curven führt zu dem Schlusse:

Für sämmtliche Cobaltschichten sind die Differenzen zwischen den beobachteten und berechneten Drehungen kleiner als die möglichen Beobachtungsfehler (Co III Nr. 3 enthält augenscheinlich einen grösseren Fehler). Für Ni I und Ni II ebenfalls.

Ni III zeigt Abweichungen, welche nicht mehr ausschliesslich durch Fehler bedingt sein können; jedoch ist der Charakter der beobachteten Curve unverkennbar derselbe wie derjenige der berechneten; nur die Abscisse des Biegepunktes ist kleiner, ca. 5500 statt 6200; dies ist vollkommen erklärlich durch die verschiedene chemische Zusammensetzung von Rowland's Ringen und meinen Schichten (§ 17), und theilweise vielleicht auch durch die verschiedene magnetische Vorgeschichte.

Einige Curven scheinen beim Biegepunkte weniger scharf gebogen als die berechneten; dies ist ganz unwesentlich und, wie schon bemerkt, zu erklären durch die sehr wahrschein-

liche Annahme einer starken Retentionsfähigkeit der Schichten (§ 17).

Beobachtung und Berechnung zeigen demnach eine genügende Uebereinstimmung, welche zur Aufstellung des Satzes berechtigt:

II. In magnetisch weichen Cobalt- und Nickelschichten ist die Drehung der Polarisationsebene des durchgehenden Lichtes der Transversalmagnetisirung proportional.

In directerer Weise wird sich dieses Ergebniss kaum prüfen lassen.

§ 29. Es liegt nahe, diesen Satz am Verhalten des Eisens zu prüfen; hier tritt die Schwierigkeit auf, dass für kohlenfreies Eisen keine für diesen Zweck brauchbaren magnetischen Messungen vorliegen. Ich war daher genöthigt, Rowland's Angaben für das kohlenhaltige „Burden's best" Eisen zu vergleichen mit den Kundt'schen magnetooptischen Messungen für galvanoplastische Schichten.

Die Curven sind genau nach demselben Verfahren berechnet, wie es oben (§ 27) angegeben, und in Fig. 2 graphisch dargestellt. Wie zu erwarten war, stimmen Beobachtung und Berechnung nicht so gut wie bei Cobalt und Nickel; es zeigen jedoch die beobachteten Punkte eine Lagerung, deren Charakter wieder derselbe ist (Fe I Nr. 2 enthält augenscheinlich einen grösseren Fehler), und zwar ist die Abscisse des Biegepunktes ca. 15000 statt 17440, also 15 Proc. kleiner als die berechnete. Inwiefern dieser Unterschied durch die chemische Verschiedenheit zu erklären ist, lässt sich nicht übersehen.

Die Abweichung kann aber auch vollständig oder theilweise aus anderen Gründen erklärt werden. Nach einer gefälligen Mittheilung von Herrn Prof. Kundt sind die Bestimmungen des Feldes bei seinen ersten Untersuchungen mehr gemacht worden, um eine angenäherte Orientirung über dessen Grösse zu erhalten, als um dessen absoluten Werth genau zu ermitteln.

Namentlich die Umrechnung der Verdet'schen Constante des Wassers wegen der Rotationsdispersion von Na-

triumlicht auf rothes Licht[1]) nach Verdet's Angaben kann ungenau sein; es gibt u. a. H. Becquerel für diese Dispersion zwischen den *C*- und *D*-Linien schon einen um 4 Proc. verschiedenen Werth an (0,77 statt 0,80).[2]) Wie oben bemerkt (§ 20), kann die Rotationsdispersion zwischen dem durch verschieden dicke, dem Auge wenig verschieden scheinende rothe Gläser gegangenen Lichte 8 Proc. betragen.

Es ist daher sehr möglich, dass die angegebenen Feldintensitäten erheblich von den wirklich benutzten abweichen, und eine solche Abweichung zugleich mit der von der chemischen Verschiedenheit herrührenden würde die Abscisse des Biegepunktes entsprechend ändern. Dies tritt aus Tab. 5 deutlich hervor, wo die Feldintensitäten um 15 Proc. grösser angenommen sind; die Anordnung der Columnen ist dieselbe wie für die Tab. 3 und 4.

Tabelle 5. (Fe III).

Nr.	$\mathfrak{H}_a$ C.-G.-S.	$\mathfrak{J}$ C.-G.-S.	ε beobachtet	ε berechnet	Differenz
1	5300	422	107,4′	90,4′	−17,0′
2	10800	862	190,2	184,6	— 5,6
3	16100	1279	264,6	274,0	+ 9,4
4	20900	1386	290,1	297,0	+ 6,9
5	33600	1389	291,3	298,1	+ 6,8
	∞	1390	—	298,4	—

Wie ersichtlich, stimmen Beobachtung und Berechnung nunmehr genügend überein. Es ist also kein Grund vorhanden, zu bezweifeln, dass der aufgestellte Satz II auch für Eisen gelte.

In Fig. 2 ist noch die von Hrn. Kundt für die Reflexion an Eisen gegebene Curve dargestellt; wie es scheint, ist auch diese Drehung numerisch proportional der Magnetisirung.

Folgerungen.

Theoretischer Ausdruck.

§ 30. Es lässt sich für die Erfahrungthatsachen ein theoretisch einfacher Ausdruck gewinnen; irgend welche hypothetische Annahmen werden dazu nicht gemacht werden.

1) Kundt, Wied. Ann. 27. p. 195. 1886.
2) Wiedemann, Electricität. 3. p. 935.

Hingegen ist es gerechtfertigt, das gefundene Resultat ohne weiteres auszudehnen auf strahlende Energie jeglicher Wellenlänge, statt sich zu beschränken auf Licht von der Wellenlänge $6{,}44 . 10^{-5}$ cm.

Experimentell ist nachgewiesen, dass die Drehung der Polarisationsebene der normal durchgehenden Strahlung in weichen Eisen-, Cobalt- und Nickelschichten proportional der Dicke und der Magnetisirung ist:

(3) $$\varepsilon = \Psi \times (\mathfrak{J} . d),$$

wo Ψ eine näher zu besprechende Constante ist.

Da die Magnetisirung eine gleichförmige (§ 13), so ist das Product $(\mathfrak{J} . d)$ gleich der Zunahme des Magnetisirungspotentials von einer Seite der Schicht zur anderen. Das Resultat bleibt wahr für eine beliebig dünne Schicht, also:

Die Drehung für die normal durchgehende Strahlung ist in einer isotropen einfachen magnetischen Schale deren Stärke proportional:

(4) $$\varepsilon = \Psi . \varphi.$$

Dies gilt auch noch, wenn die Strahlung nicht normal durchgeht, weil in einer schiefen Richtung die Magnetisirungscomponente allerdings geringer ist, die durchlaufene Strecke aber im selben Verhältniss länger.

Selbstverständlich wird hier blos die rein magnetische Drehung gemeint, welche die geradlinigen Schwingungscomponenten der durchgehenden Strahlung in der Schicht selbst erfahren; eine Drehung oder eine elliptische Polarisation an den Grenzen ist nicht in den Kreis dieser Betrachtungen zu ziehen.

Mittelst eines einfachen Summirungsverfahrens kann obige Behauptung ohne weiteres ausgedehnt werden auf complexe magnetische Schalen und allgemein auf inductiv lamellar magnetisirte Körper. Wobei für „Stärke“ zu lesen ist „Magnetisirungspotential“; letzteres besteht nur in einem derartig magnetisirten Körper und ist gleich der Summe der Stärken der durchlaufenen constituirenden einfachen Schalen (nebst einer Constanten).

Zu den lamellar magnetisirten Körpern gehören nun in erster Reihe sämmtliche inductiv magnetisirte Substanzen von

geringer Susceptibilität. Hr. Kundt[1]) hat schon bemerkt, dass für solche Körper die Drehung der Magnetisirungscomponente proportional zu setzen sei, wenigstens soweit die vorhandenen Messungen gehen.

Die stark magnetischen Körper sind alle sehr undurchsichtig. Eine Drehung der Polarisationsebene ist in ihnen überhaupt nur zu constatiren, wenn sie die Gestalt äusserst dünner Schichten haben. Man überzeugt sich leicht, dass solche immer lamellar magnetisirt werden, wie auch ihre Dicke sich ändern mag, und in welcher Weise sie auch in einem beliebigen Felde aufgestellt werden. Die Beschränkung auf lamellare Magnetisirung schadet also der Allgemeinheit des aufzustellenden Satzes nicht.

§ 31. Maxwell hat die seiner Zeit bekannten Gesetze zusammengefasst in einen Satz, welcher mit einigen unwesentlichen Aenderungen lautet:

„Die Drehung ist algebraisch gleich der Abnahme des magnetischen Potentials von der Eintritts- zur Austrittsstelle der Strahlung, multiplicirt mit der Verdet'schen Constante.“[2])

Da die Erscheinungen in Eisen, Cobalt und Nickel sich diesem Satze nicht fügen, wäre statt dessen folgender aufzustellen:

III. Die magnetische Drehung der geradlinigen Schwingungscomponenten der in beliebiger Richtung durch einen isotropen, weichen, lamellar magnetisirten Körper gehenden Strahlung ist algebraisch gleich der Zunahme des Magnetisirungspotentials von der Eintritts- zur Austrittsstelle, multiplicirt mit einer Constanten Ψ.

$$\varepsilon = \Psi . \Phi . \tag{5}$$

Der Zusatz „algebraisch“ soll ausdrücken, dass nicht nur die Drehung dem betreffenden Vector numerisch proportional ist, sondern dass auch ihr Sinn, auf die Richtung des Vectors bezogen (§ 4), durch das Zeichen der Constante gegeben ist.

1) Kundt, Wied. Ann. 27. p. 192. 1886.
2) Maxwell, Treatise. 2. Ed. 2. p. 411.

So ist beispielsweise für Wasser:

1) die Verdet'sche Constante positiv; der Sinn der Drehung ist positiv, bezogen auf die Richtung der Abnahme des magnetischen Potentials (die Richtung des magnetischen Feldes);

2) die Constante Ψ negativ; der Sinn der Drehung ist negativ, bezogen auf die Richtung der Zunahme des Magnetisirungspotentials (die Richtung der Magnetisirung).

§ 32. Die Constante Ψ ist eine physikalische Grösse von der Dimension $[L^{-\frac{1}{2}}M^{-\frac{1}{2}}T]$. In einer gegebenen Substanz ist sie eine experimentell noch näher zu bestimmende Function von der Wellenlänge der durchgehenden Strahlung und vielleicht auch von der Temperatur.

Sie hat in allen chemischen Verbindungen einen endlichen positiven oder negativen Werth. Gemenge, resp. Lösungen zeigen wahrscheinlich ein complicirteres Verhalten, und es ist möglich, dass darin das Verhältniss Ψ in eine rein mathematische Constante übergehen würde, welche Null und unendlich werden könnte. Dies liesse sich nur auf experimentellem Wege entscheiden; und es empfiehlt sich daher vorläufig, die Betrachtung von Lösungen auszuschliessen, und die Constante Ψ einstweilen nicht zu benennen; ihre Definition lautet:

Die Constante Ψ für eine Strahlung von bestimmter Wellenlänge ist algebraisch gleich der Drehung, welche die Polarisationsebene einer solchen Strahlung um die Magnetisirungsrichtung erfahren würde, wenn sie eine Platte von der Dicke Eins und der Transversalmagnetisirung Eins senkrecht durchsetzte.

Drehung in verschiedenen Substanzen.

§ 33. Auch vom praktischen Standpunkte aus empfiehlt sich die Einführung der Constanten Ψ für Eisen, Cobalt und Nickel, wofür es keine Verdet'sche Constante gibt. Für andere Substanzen ist selbstverständlich die Verdet'sche Constante bis jetzt für viele Zwecke brauchbarer. Wenn letztere für eine Substanz bekannt ist, so braucht man zur Ermittelung der Constanten Ψ nur noch die relative Sus-

ceptibilität gegen Wismuth zu bestimmen, was ja ziemlich einfach ausführbar ist.

Es ist die Constante Ψ gleich der Verdet'schen Constante dividirt durch die absolute Susceptibilität:

(6) $$\Psi = \omega / \varkappa;$$

für alle diamagnetischen Körper hat sie also das Vorzeichen entgegengesetzt demjenigen der Verdet'schen Constante.

Für die Eisen-, Cobalt- und Nickelschichten erhält man die Constante Ψ, indem man die Drehung pro Längeneinheit dividirt durch die zugehörige Magnetisirung. Die Resultate sind in Tab. 6 verzeichnet; in der dritten Columne stehen die Maximaldrehungen pro Längeneinheit Δ in Bogenmaass (§ 26); in der vierten die Wellenlängen λ. In der fünften die Maximaldifferenz δn der Brechungsindices für die beiden entgegengesetzt circularpolarisirten Strahlen; dieselbe ist berechnet aus der Gleichung $\delta n = \Delta . \lambda / \pi$. In der sechsten Columne sind die Magnetisirungen $\mathfrak{J}$ verzeichnet, welche zu den in der zweiten gegebenen Feldern $\mathfrak{H}_a$ gehören; diese weichen von den Maximalwerthen nur äusserst wenig ab. Endlich findet man in der siebenten Columne die Constante $\Psi = \Delta / \mathfrak{J}$.

Tabelle 6.

Metall	$\mathfrak{H}_a$ C.-G.-S.	Δ Bogenm.	λ cm	δn	$\mathfrak{J}$ C.-G.-S.	Ψ C.-G.-S.
Fe	30000	+3650	$6{,}56 . 10^{-5}$	0,078	+1389	+2,63
Ni	17000	+1560	6,44 . „	0,032	+ 493	+3,15
Co	17000	+3470	6,44 . „	0,071	+ 871	+3,99

§ 34. In Tab. 7 gebe ich die Constante Ψ für 12 Substanzen in absolutem Maasse an, natürlich unter Benutzung von Bogenmaass für die Drehungen.

In der dritten Columne ist die absolute Susceptibilität verzeichnet; dieselbe ist für Wismuth[1]) $-1{,}415 . 10^{-5}$; daraus sind die Zahlen für die anderen Substanzen nach Faraday's Angaben[2]) berechnet.

1) v. Ettingshausen, Wied. Ann. **17.** p. 272. 1882.
2) Faraday, Exp. Res. **3.** p. 502.

Tabelle 7.

Nr.	Substanz	$\varkappa$	ω C.-G.-S.	λ cm	Ψ C.-G.-S.
1	Cobalt	—	—	$6{,}44 \cdot 10^{-5}$	+ 3,99
2	Nickel	—	—	6,44 . „	+ 3,15
3	Eisen	—	—	6,56 . „	+ 2,63
4	Sauerstoff; 1 atm.	$+0{,}0126 \cdot 10^{-5}$	$+0{,}000\,179 \cdot 10^{-5}$ [1]	5,89 . „	+ 0,014
5	Schwefelsäure	−0,0751 . „	+0,302 . „ [2]	5,89 . „	− 4,0
6	Wasser	−0,0694 . „	+0,377 . „ [4]	5,89 . „	− 5,4
7	Salpetersäure	−0,0633 . „	+0,356 . „ [2]	5,89 . „	− 5,6
8	Alkohol	−0,0566 . „	+0,330 . „ [3]	5,89 . „	− 5,8
9	Aether	−0,0541 . „	+0,315 . „ [3]	5,89 . „	− 5,8
10	Arsenchlorür	−0,0876 . „	+1,222 . „ [2]	5,89 . „	−14,9
11	Schwefelkohlenstoff	−0,0716 . „	+1,222 . „ [5]	5,89 . „	−17,1
12	Faraday's Glas, geschmolzen	−0,0982 . „	+1,738 . „ [2]	5,89 . „	−17,7

Die vierte Columne gibt die Verdet'sche Constante; absolut ist dieselbe für Wasser[4]) und Schwefelkohlenstoff[5]) bekannt; die übrigen Werthe sind nach verschiedenen relativen Angaben berechnet. In der fünften Columne findet man die Wellenlänge der Strahlung, wofür die Constanten Ψ der sechsten Columne gelten; letztere sind erhalten, indem die vierte Columne durch die dritte dividirt wurde.

§ 35. Interessant wäre es gewesen, auch für andere Verbindungen, welche Eisen, Cobalt, Nickel und andere magnetische Metalle enthalten, die Constante Ψ zu ermitteln; dafür liegen leider keine genügenden Angaben vor, und zudem sind diese Substanzen immer untersucht als Lösungen, welche vorläufig ausgeschlossen bleiben (§ 32).

Das Verhalten von concentrirter Eisenchloridlösung (ca. 60 Proc. Salz) kann man aber sicher betrachten als in weit überwiegendem Maasse von dem Salze bedingt; dessen Sus-

1) H. Becquerel; Wiedemann, Electricität. 3. p. 942.
2) H. Becquerel; Wiedemann, Electricität. 3. p. 932.
3) de la Rive; Wiedemann, Electricität. 3. p. 926.
4) Arons, Wied. Ann. 24. p. 180. 1885.
5) Lord Rayleigh, Proc. Roy. Soc. 37. p. 146. 1884.

ceptibilität[1]) und Verdet'sche „Constante“[2]) sind, wie es scheint, nicht ganz constant. Vernachlässigt man die Abweichungen, so findet man mit dem von Borgmann[3]) angegebenen Werthe der Susceptibilität $[+4{,}88 \cdot 10^{-5}]$ die Constante Ψ für rothes Licht ungefähr gleich $-0{,}3$ C.-G.-S. Dieser Werth liegt demjenigen für festes Eisenchlorid wohl ziemlich nahe und ist auffallend gering.

§ 36. Das Zeichen der Constante Ψ kann für eine grosse Menge von Substanzen angegeben werden[4]); es ist:

Positiv für Eisen, Cobalt, Nickel, Sauerstoff; alle Salze von Nickel, Cobalt und Mangan (magnetisch).

Negativ für alle magnetischen Eisensalze; auch für das diamagnetische Kaliumeisencyanür, Arsenchlorür, Schwefelkohlenstoff, Stickstoff, Wasserstoff, Kohlensäure, Kohlenoxyd, schweflige Säure, Alkohol, Aether, Wasser, Glas und die grosse Mehrzahl der anderen diamagnetischen Substanzen.

Allgemein kann bis jetzt nur ausgesagt werden:

Positiv für magnetische Elemente.

Negativ für diamagnetische Verbindungen, welche keine Bestandtheile enthalten, die in freiem Zustande magnetisch sind.

Für Verbindungen mit magnetischen und diamagnetischen Bestandtheilen (Sauerstoffverbindungen, Eisensalze, Nickelsalze etc. etc.) hebt sich kein Gesetz hervor, was das Zeichen der Constanten Ψ betrifft.

Es werden sich vielleicht Beziehungen zwischen der Constanten Ψ und anderen optischen Eigenschaften der Körper aufstellen lassen; sie ist nicht proportional dem Ausdrucke $n^2(n^2-1)$, wo n der Brechungsindex ist.

Die Körper mit anomaler magnetischer Rotationsdispersion, nämlich Eisen, Cobalt, Nickel[5]) und Sauerstoff[6]) haben

---

1) Wiedemann, Electricität. **3.** §§ 953—955.

2) Stscheglajeff, Wied. Ann. **28.** p. 177. 1886.

3) Borgmann, Beibl. **3.** p. 812. 1879.

4) Siehe Mascart et Joubert, Électricité et Magnétisme **2.** p. 864. Ueber viele Substanzen herrscht noch Zweifel.

5) Kundt, Wied. Ann. **23.** p. 237. 1884.

6) Becquerel, Wiedemann, Electricität. **3.** p. 942.

auch alle eine positive Constante Ψ; ob dieser Zusammenhang allgemein gilt, mag dahingestellt bleiben.

Schluss.

§ 37. Ebenso wie früher die Poisson'sche Hypothese der zwei Fluida und die ursprüngliche Ampère'sche Annahme der Molecularströme fallen mussten, als Joule[1]) und J. Müller ein Maximum der Magnetisirung nachgewiesen hatten, so scheitern jetzt an dem von Hrn. Kundt gefundenen Maximum der magnetischen Drehung die bisherigen Erklärungsversuche für diese Erscheinung.

Die aus der electromagnetischen Lichttheorie sich ergebende Gleichung Maxwell's[2]) und die auf dem Hall'schen Phänomen fussende Theorie von Rowland[3]) sind im Einklang mit dem Verdet'schen Experimentalgesetz, deuten also auf ein Maximum nicht hin.

Der Zusammenhang zwischen Drehung und Magnetisirung legt die Vermuthung nahe, dass letztere die directe Ursache der Drehung sei.

Die magnetische Drehung ist in erster Instanz schon auf circulare Doppelbrechung zurückgeführt.[4])

Für die Magnetisirungserscheinungen ist die einzige plausibele, wenn auch unvollkommene, Erklärung in der Hypothese der drehbaren Elementarmagnete zu suchen[5]); letztere werden entweder auf Sir W. Thomson's „molecular vortices" oder auf die Ampère'schen „Molecularströme" zurückgeführt.

Danach würde man nun geneigt sein, die circulare Doppelbrechung direct in Beziehung zu bringen zu den „vortices", resp. den „Molecularströmen".

Es scheint mir aber jetzt noch an genügenden experimentellen Anhaltspunkten für die Ausarbeitung einer darauf sich basirenden Theorie zu fehlen.

---

1) Joule's scientific papers (reprint) **1.** p. 13.

2) Maxwell, Treatise 2. Ed. **2.** p. 424.

3) Rowland, Phil. Mag. (5) **9.** p. 432. 1880.

4) Righi, Nuovo Cim. (3) **3.** p. 212. 1878 u. Cornu, Compt. rend. **92.** p. 1365. 1881 u. **99.** p. 1045. 1884.

5) Maxwell, Treatise 2. Ed. Chapters VI, XXI, XXII.

Es wird nicht überflüssig sein, hervorzuheben, dass die Proportionalität von Magnetisirung und Drehung nicht bestimmt beweist, dass letztere eine unmittelbare Wirkung der Magnetisirung sei. Dies geht aus folgender Analogie klarer hervor, welche zugleich den Ideengang vorliegender Arbeit resumirt:

§ 38. Eine magnetisch weiche Schicht wurde zwischen den Polen eines mit zwei Nicols versehenen Electromagneten aufgestellt.

Die Schicht hatte die Dicke Eins und bestand aus dem Metalle *M*.

Beobachtet wurde mit Licht von der Wellenlänge λ.

$\mathfrak{H}$ war die Feldintensität.

$\mathfrak{J}$ die Magnetisirung der Metallschicht.

δ die am Analysator abgelesene Drehung.

Frühere Versuche hatten ergeben:

$$\delta = f(\mathfrak{H}, \lambda), \quad \mathfrak{J} = \varphi(\mathfrak{H}).$$

Es wurden dann für das Metall *M* mit einem bestimmten Werthe von λ die Werthe von δ und $\mathfrak{J}$ bei verschiedenen $\mathfrak{H}$ gemessen, resp. aus vorhandenen Messungen berechnet und die Functionen f und φ graphisch aufgetragen.

Sie zeigten einen eigenthümlichen Verlauf, der nicht analytisch ausgedrückt werden konnte. Es stellte sich aber heraus, dass die Ordinaten

Ein Thermometer und ein Siemens'sches Electrodynamometer wurden in ein thermisch isolirtes Calorimeter eingetaucht.

Die Spiralfeder des Electrodynamometers bestand aus dem Metalle *M*.

Die Höhe ihres Schraubenganges war λ.

$\mathfrak{H}$ war die Stromintensität.

$\mathfrak{J}$ die am Thermometer abgelesene Temperaturzunahme.

δ der am Theilkreise abgelesene Torsionswinkel.

Vorversuche hatten ergeben:

$$\delta = \chi(\mathfrak{H}, \lambda), \quad \mathfrak{J} = \psi(\mathfrak{H}).$$

Es wurden dann für das Metall *M* mit einem bestimmten Werthe von λ die Werthe von δ und $\mathfrak{J}$ bei verschiedenen $\mathfrak{H}$ am Theilkreise, resp. am Thermometer abgelesen und die Functionen χ und ψ graphisch aufgetragen.

Sie zeigten eine parabolische Form, die durch eine einfache Gleichung ausgedrückt werden konnte. Es stellte sich heraus, dass die Ordinaten

proportional waren. Daraus wurde geschlossen:

$$\delta = \Psi(\lambda) . \mathfrak{J}.$$

Da über den inneren magnetooptischen Mechanismus der Schicht nichts bekannt war, so fragte es sich, ob $\mathfrak{J}$ etwa die directe Ursache von δ wäre.

Um dies zu entscheiden, musste $\mathfrak{J}$ unabhängig von $\mathfrak{H}$ variabel gemacht werden.

Dies war nicht ausführbar, da eine residuelle, von $\mathfrak{H}$ unabhängige, Magnetisirung nicht zum Auftreten gebracht werden konnte. Die Frage blieb unentschieden.

proportional waren. Daraus wurde geschlossen:

$$\delta = \Psi(\lambda) . \mathfrak{J}.$$

Da der innere electrothermische Mechanismus des Apparates als unbekannt vorausgesetzt war, so fragte es sich, ob $\mathfrak{J}$ etwa die directe Ursache von δ wäre.

Um dies zu entscheiden, musste $\mathfrak{J}$ unabhängig von $\mathfrak{H}$ variabel gemacht werden.

Dazu wurde der Apparat auf einen Brenner gestellt; $\mathfrak{J}$ nahm zu; δ blieb aber unverändert. Daraus folgte, dass $\mathfrak{J}$ nicht die unmittelbare Ursache von δ war.

§ 39. Ausser der Bestimmung der Constanten Ψ als Function von der Wellenlänge und vielleicht von der Temperatur (§ 32), lassen sich von Versuchen über das durch Metallschichten transmittirte Licht kaum noch Aufschlüsse erwarten, da, wie gesagt, ihre permanente Magnetisirung unmöglich zu sein scheint.

Von diesem Einwande ist die Drehung bei der Reflexion an Magneten frei; wie am Schlusse des § 29 bemerkt wurde, scheint diese der Magnetisirung ebenfalls proportional zu sein.

Hinsichtlich der experimentellen Erforschung letzterer Erscheinung bestehen noch verschiedene Lücken, zu deren theilweiser Ausfüllung ich vielleicht später beizutragen Gelegenheit haben werde.

Vorliegende Messungen wurden im Jahre 1886 ausgeführt. Es sei mir gestattet, Hrn. Prof. Kundt für seine gütige Unterstützung an dieser Stelle meinen wärmsten Dank auszusprechen.

Phys. Inst. der Univ. Strassburg i. E., Mai 1887.

Lebenslauf.

Verfasser, Henri E. J. G. du Bois, wurde 1863 zu Velp (Niederlande) geboren. Nach absolvirter Realschule studirte er vier Semester am Polytechnicum zu Delft, besuchte dann während zwei Semestern die Universität Glasgow und endlich vier Semester lang die Universität Strassburg i. E.

Physikalisch und electrotechnisch arbeitete er in den Laboratorien jener drei Hochschulen.

Academische Vorlesungen hörte er bei den Herren Bottomley, Christoffel, Cohn, Fittig, Kundt, Reye, Stenger, Sir W. Thomson.

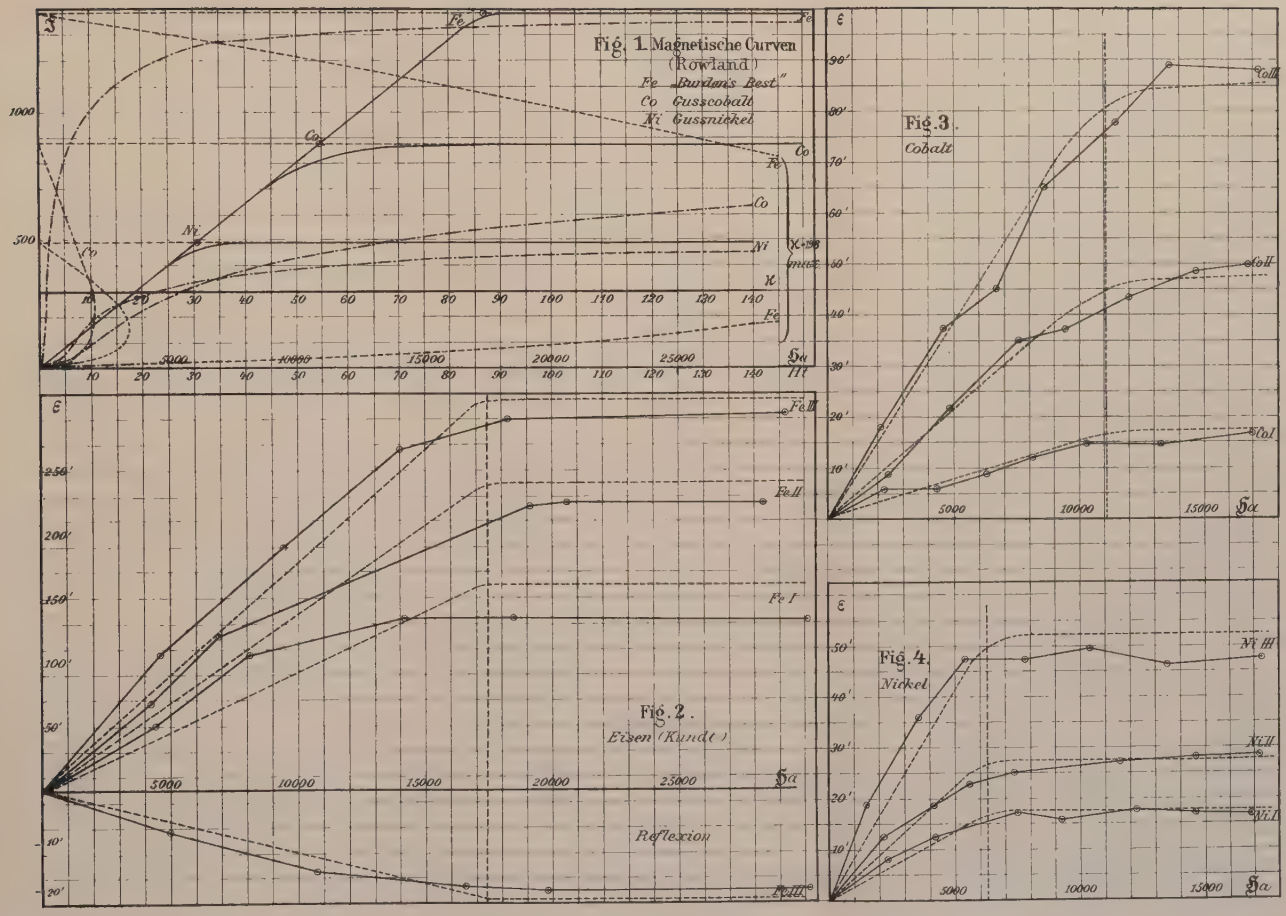
Fig. 1. Magnetische Curven (Rowland)
Fe „Burden's Best"
Co Gusscobalt
Ni Gussnickel
Fig. 2.
Eisen (Kundt)
Reflexion
Fig. 3.
Cobalt
Fig. 4.
Nickel